



TITLE:

# 非平衡熱力学の諸問題(第36回物性 若手夏の学校,講義ノート)

AUTHOR(S):

北原, 和夫

---

CITATION:

北原, 和夫. 非平衡熱力学の諸問題(第36回物性若手夏の学校,講義ノート). 物性研究 1992, 57(4): 530-531

ISSUE DATE:

1992-01-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/94854>

RIGHT:

体物理学の次なるステップは、表面効果が効いてくるメゾスコピック系、クラスター、または、表面そのものの現象に迫る研究であろう。

## 非平衡熱力学の諸問題

東京工業大学 理学部 北原 和夫

講義の前半では、非平衡熱力学の出発点を概括した。先ず、平衡系の熱力学から出発する。そのとき成り立つ Gibbs-Duhem の関係式を、速度場の中におかれた局所系に適用すると、

$$T\delta s = \delta\epsilon - \mathbf{v} \cdot \delta(\rho\mathbf{v}) - \sum_{\gamma} (\mu_{\gamma} - v^2/2) \delta\rho_{\gamma}$$

が導かれる。ここで、 $\rho$ は密度、 $s$ 、 $\epsilon$ はそれぞれ単位体積あたりのエントロピー、全エネルギーである。ここで、扱っている系には、局所平衡を仮定した。この仮定が使えない系は、非平衡熱力学の対象ではない。エントロピーの時間発展は、この式における  $\delta$  を  $D/Dt$  (Lagrange 微分) と解釈し、 $\mathbf{c} = (\rho_{\gamma}, \rho\mathbf{v}, \epsilon)$  に対する釣合の式、すなわち、連続の式、ナヴィエ-ストークス方程式、エネルギー保存則を代入して得られる。この際、現れる散逸項は、エントロピー生成と呼ばれる。特に線形の範囲では、エントロピー生成は、

$$\sigma[s] = \sum_{ij} L_{ij} X^i X^j$$

という形に書ける。ここで  $X^i$ ,  $L_{ij}$  は、それぞれ、熱力学的力  $\delta S/\delta c_i$ 、オンサガー係数である。オンサガー係数は、現象論的方程式を正しく導くように決定される。またこの係数はオンサガーの相反定理を満たしていることも示される。系が安定であるためには、 $\sigma[s]$  が正定符号でなければならない。

講義の後半では、特に一成分系に対して、前出の5つの保存量、 $\mathbf{c}$  に対する方程式に、揺らぎの効果を入れた場合について論じた。これらの方程式の散逸項は、熱力学的力とオンサガー係数によって結ばれている。これに揺動力を加えれば、確率微分方程式になる。

$$\frac{\partial c_i(\mathbf{r})}{\partial t} = F_i(\mathbf{c}(\mathbf{r})) + \sum_j \int d^3\mathbf{r}' L_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') X^j(\mathbf{r}') + R_i(\mathbf{r})$$

ここで、 $F_i(\mathbf{r})$  は可逆な流れを表し、右辺第二項は散逸の流れを表す。揺動力が、ガウシアン白色ノイズであれば、これから、無限自由度の Fokker-Planck 方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(\mathbf{c}, t)}{\partial t} &= \int d^3\mathbf{r} \sum_i \frac{\delta}{\delta c_i(\mathbf{r})} [F_i(\mathbf{r}, t) P(\mathbf{c}, t)] \\ &+ \int d^3\mathbf{r} \sum_{ij} \frac{\delta}{\delta c_i(\mathbf{r})} \int d^3\mathbf{r}' D_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \left[ -\frac{\delta S}{\delta c_j(\mathbf{r}')} + \frac{\delta}{\delta c_j(\mathbf{r}')} \right] P(\mathbf{c}, t) \end{aligned}$$

ここで  $S$  は全エントロピーである。これから、平均  $\langle \mathbf{c} \rangle$  に対する方程式を作ると、流体方程式が再現される。系が無限系であれば、定常解として熱平衡状態  $P_{eq} \propto \exp(S/k_B)$  が得られることが、適当な  $H$  関数を導入することによって示される。さらに揺動力の相関は、

$$\langle R_i(\mathbf{r}, t) R_j(\mathbf{r}', t') \rangle = 2D_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \delta(t - t')$$

から決定される。その結果、粘性項と熱伝導項に、空間的にも白色であるノイズが加わった形が得られる。こうして、Landau-Lifshitz の流体揺らぎの現象論と同じ結果を導いた。

最後にこのフォーマリズムを、非平衡有限系に応用した例が紹介された。系に Constant Shear がかかっているとき、温度勾配がかかっているときなど、非平衡条件下では、揺らぎの相関関数は、局所揺らぎの他に、系の境界条件に依存した長距離相関が現れる。

以上、簡単に講義内容を紹介しました。より詳しい内容については、夏の学校テキスト、東工大における講義ノートを参照してください（残部ありますので欲しい方はどうぞ）。最後に、非平衡熱力学という、幅の広いテーマを短い時間で、わかりやすく説明して戴いた、北原先生に感謝いたします。

## 強磁場物性

大阪大学 理学部 伊達 宗行

強磁場物性においては、強磁場を発生する磁場の開発が非常に重要であるが、本講義ではまず最初に、マグネットの歴史について、定常磁場の発生（ワイス型、サイクロトロン型等）から、破壊型磁石（電磁濃縮法、爆縮法等）、パルス非破壊型磁石（阪大型多層コイル等）に分けて簡単な原理を話された。また引き続いてより開発が進んで、現在ではまだ達成されていない強磁場、弱磁場における極限的状况を作り出すことが可能になった場合の、そこで起こるであろう現象について話された。具体的には、 $10^5$  [T]程度の超強磁場中では、原子内の電子のスピンが Zeeman energy を得するためすべて磁場方向を向くであろう事（先生はこれを化学的カタストロフィーと命名された）、 $10^9$  [T]程度の磁場であると考えられる中性子星上では原子が縫い針状になっているであろう事、また、 $10^{-11}$  [T]程度の弱磁場である生体内の磁場を計ることによって刺激に反応して流れる電流を計ること、等について話された。

この後、実際に阪大型多層型マグネットを用いて計られた種々の物性についての解説がなされた。以下に具体的に話されたトピックスをあげておく。

## 反強磁性、メタ磁性

これからの強磁場磁化過程の測定結果の例として、典型的な反強磁性体、メタ磁性体等についての解説があった。また強磁場下での磁化の測定方法について、ピックアップコイルを試料の回りに配置し、それと平行にダミーのコイルを試料コイルに逆向きに配置して試料コイルの自己誘導を打ち消す等の技術的な解説もあった。

## $C_6Eu$ の G.I.C

強磁場磁化過程の測定結果を説明するのに 4 spin exchange を考える必要があることを話された。

## 高温超伝導体

高温超伝導体の強磁場中での電気伝導度の測定方法についての解説があり（4端子法で計る、ループを作ると大電流が流れるので注意する等）、電子型酸化物超伝導体の種々の温度での磁場対抵抗等の測定結果を示さ